

сечение входного отверстия трубы воспользуемся формулой входного импеданса отверстия, находящегося в жёстком кольцевом экране конечных размеров [1]

$$Z = \rho c S_f \frac{1}{2} \left[ 1 - \frac{2J_1(2\mu_1)}{2\mu_1} - i \frac{2S_1(2\mu_1)}{2\mu_1} + \frac{4}{\pi \mu_1^2} \int_0^{\mu_2} g(x) G(x) dx \right], \quad (4)$$

где  $\mu_2 = k_1 R_2$  – волновой размер фланца;  $R_2$  – радиус фланца.

В случае поршневого источника звука в плоскости отверстия трубы функция  $G(x) = x$ , а выражение для  $g(x)$  принимает вид

$$g(x) = (-ix) / \left( 1 + \frac{x^2}{12} - \frac{\mu_2^2}{4} - \frac{2i\mu_2^3}{9\pi} \right). \quad (5)$$

Рассмотрены два крайних случая условий закрепления трубы (1 – труба в бесконечном жестком экране, 2 – труба без фланца, с учетом толщины ее стенок). В рассматриваемом случае  $R_1 = 9,0 \cdot 10^{-3}$  м. Параметры воздуха:  $c_1 = 343$  м/с,  $\rho_1 = 1.205$  кг/м<sup>3</sup>. Рассматриваемые частоты в пределе от 20 Гц до 15 кГц. Результаты расчёта коэффициента поглощения звука в зависимости от волнового размера входного отверстия трубы  $\mu_1$  (рис.2)

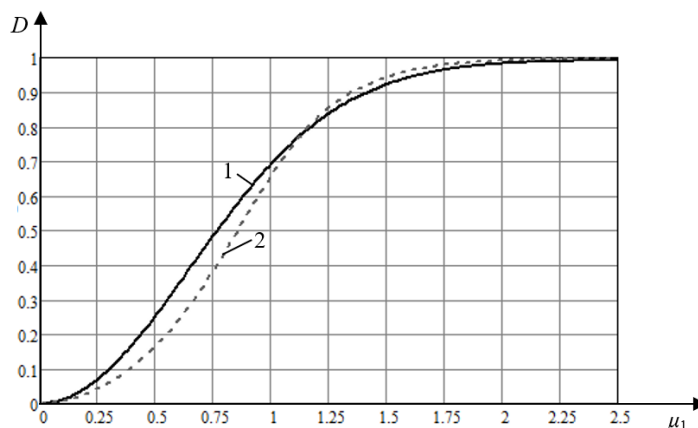


рис.2 – Зависимость от волнового размера коэффициента поглощения звука: 1 – труба в бесконечном жестком экране, 2 – труба без фланца, с учетом толщины ее стенок

На графике (рис.2) можно выделить три характерных области. Если волновой размер отверстия  $\mu_1 \leq 0.3$ , то звуковые волны не проникают во внутренний объём трубы и, как следствие этого, звуковые волны в трубе вообще не распространяются. В случае, когда  $0.3 < \mu_1 \leq 1.4$  звуковые волны проникают внутрь трубы и в результате их взаимодействия в объёме трубы возбуждается акустическое поле, представляющее собой суперпозицию стоячих и бегущих звуковых волн. Звуковая волна входит в отверстие трубы без отражения от его поперечного сечения, если выполняется условие  $\mu_1 \geq 1.4$ . В этом случае отражённая от входного отверстия волна не возникает и внутри трубы существует только бегущая звуковая волна, имеющая плоский фронт. Продольные резонансные колебания в трубе конечной длины, входные отверстия которой открыты, не возбуждаются.

Список публикаций:

[1] К.В. Невеселова, Г.В. Чижов. Исследования спектра собственных колебаний в объёме цилиндрической трубы с открытыми торцами // XXVII сессия РАО (Санкт-Петербург, 16-18 апреля 2014 г.). – 9 с.

## Распределение плотности теплового потока, возникающего на поверхности диска, вращающегося в вязкой жидкости

**Пялов Кирилл Николаевич**

Санкт-Петербургский государственный морской технический университет

Легуша Федор Федорович, д.ф.-м.н.

[kir-pyalov@yandex.ru](mailto:kir-pyalov@yandex.ru)

В технике существует множество машин и механизмов, конструктивные элементы которых выполнены в виде плоских дисков. В силу специфики работы таких систем диски вращаются в вязкой жидкости. Движение дисков сопровождается выделением тепла на их поверхностях за счет сил трения. Задачей данной работы является оценка параметров распределения плотности тепловых потоков по поверхности диска. Схема, вращающегося диска приведена на рисунке 1.

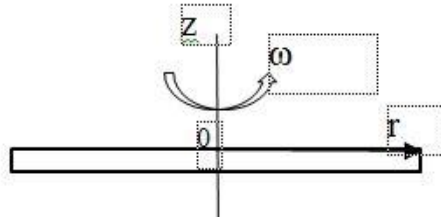


рис.1. Схема вращающегося диска, имеющего радиус  $R$

Впервые задача о движении плоского твердого диска большого радиуса, вращающегося вокруг оси, перпендикулярной его плоскости, была рассмотрена Т. Карманом. Основные результаты решения этой задачи можно найти в книгах [1,2]. Прежде всего, отметим, что при вращении диска в вязкой жидкости вблизи его поверхности образуется пограничный слой, толщина которого может быть определена по формуле

$$\delta = k_d \sqrt{\frac{\nu}{\omega}}, \quad (1)$$

где  $\nu = \eta/\rho$  – коэффициент кинематической вязкости;  $\eta$  – коэффициент динамической вязкости;  $\rho$  – плотность жидкости;  $\omega = 2\pi f$  – угловая скорость вращения;  $k_d$  – постоянный безразмерный коэффициент, имеющий величину порядка единицы.

При вращении диска жидкость, находящаяся в пограничных слоях, в силу выполнения условий прилипания к поверхности твердого тела, покоится относительно поверхности диска и, как следствие этого, вращается вместе с диском. Сила трения, действующая на единицу площади поверхности вращающегося диска по направлению, перпендикулярному его радиусу может быть найдена из выражения

$$\sigma_{z\varphi} = \eta \left. \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} \right|_{z=0}. \quad (2)$$

Локальные значения скорости движения жидкости вблизи поверхности диска могут быть определены как

$$v_\varphi = r\omega G(z), \quad (3)$$

где  $r$  – расстояние от центра диска до точки, находящейся на поверхности;  $v(z)$  – функция, определяющая распределение скорости частиц в жидкости вдоль оси  $0z$ ; значения функции  $G(z)$  приведены в [2].

Плотность теплового потока для одной поверхности в точках, находящихся на расстоянии  $r$  от центра диска, определяем следующим образом

$$q_d = \sigma_{z\varphi} \cdot v_\varphi = 0.379\rho r \sqrt{\nu\omega^3} \cdot \omega r = 0.379\rho r^2 \sqrt{\nu\omega^5} \quad (4)$$

Выражение (4) записано с учетом того, что  $\left. \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} \right|_{z=0} = 0.616$ .

На рисунке 2-а представлены результаты расчетов распределения плотности теплового потока  $q_d$  вдоль радиуса диска. При проведении расчётов предполагалось, что диск вращается в воде, радиус диска  $R = 0,50$  м, частота вращения  $\omega = 10$  с<sup>-1</sup>, температура воды 293 К. Частотная зависимость  $q_d(\omega)$  на кромке диска показана на рисунке 2-б. Из графика 2-а видно, что наибольшее значения плотности теплового потока наблюдается на кромке диска, а увеличение частоты вращения диска приводит к нелинейному возрастанию величины плотности теплового потока (см. рис. 2-б).

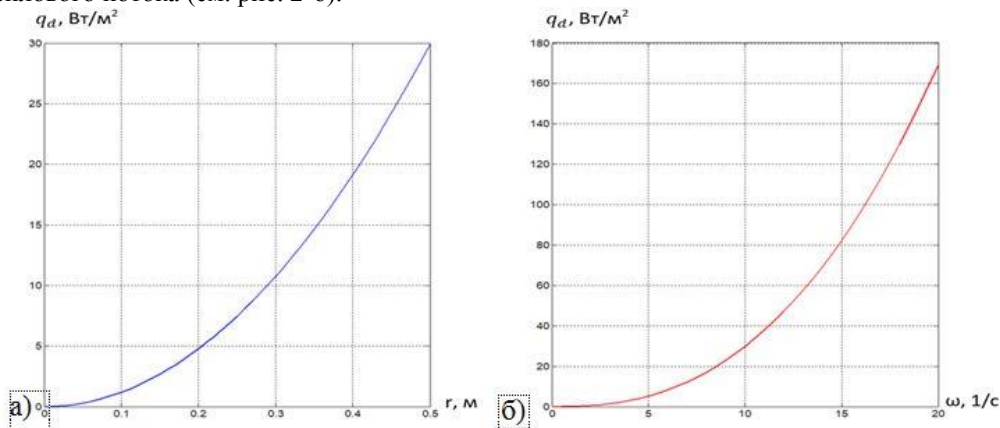


рис.2. Графики результатов расчетов

В результате взаимодействия теплового потока с поверхностью диска должен происходить его разогрев и, как следствие этого, разогрев жидкости, прилегающей к его поверхности. Особенно сильно идёт разогрев кромки диска. Появление тепла вблизи поверхности диска приводит к нагреву его поверхности и слоя жидкости, прилегающему к ней. Следствием этого разогрева должно быть изменение вязкости жидкости и увеличение интенсивности формирования пузырей за счет выделения газа, растворенного в жидкости. Пузыри образуются на поверхности диска и растут в пограничном слое жидкости. В случае, когда диаметр пузыря становится больше толщины пограничного слоя (1) происходит их отрыв от поверхности и возникает излучение звука.

Список публикаций:

[1] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Курс теоретической физики. Т. VI. Гидродинамика*, - М: Наука, 1988, - 736 с.

[2] Г. Шлихтинг, *Теория пограничного слоя*, - М: Наука, 1974, - 713 с.

## Физические основы и принципы конструирования электромагнито-акустических преобразователей

**Сошин Савелий Леонидович**

*Савченко Юрий Иванович*

*Магнитогорский государственный технический университет им. Г.И. Носова*

*Савченко Юрий Иванович*

*soshin.sl129@gmail.com*

В современных технологиях акустического контроля и диагностики, помимо продольных и поперечных волн, используют также нормальные волны, возбуждаемые во всем объеме объекта контроля. Для оценки состояния труб и нахождения в них дефектов, весьма удобно использовать крутильные волны, а так же волны сжатия (может быть вызвана ударом по торцу трубы, однако затухает из-за потери своей энергии).

Возбуждение этих волн с помощью пьезоэлектрического преобразования (ПЭП) малоэффективно, поскольку большая часть энергии приходится на их трансформацию, поэтому используется технология электромагнито-акустического преобразования (ЭМАП) позволяющей значительно упростить возбуждение требуемых волн. Индукционный механизм ЭМАП заключается в возбуждении упругих колебаний (продольных или поперечных в зависимости от направления возникающих скин-токов) в объекте, находящемся в постоянной магнитном поле, при падении на его поверхность электромагнитной волны. Магнитоупругий механизм возбуждения осуществляется за счет передачи колебаний, возникающих в веществе преобразователя в переменном магнитном поле, в объект контроля. Эффективность индукционного механизма ЭМАП описывается соотношением:

$$\varepsilon = \left(\frac{s}{c}\right) \cdot \frac{H_0^2}{4\pi\rho s^2} \quad (1)$$

где  $s$  – скорость звука,  $H_0$  – напряженность внешнего магнитного поля,  $\rho$  – модуль упругости металла,  $c$  – скорость света.

Так как эффективность зависит от напряженности внешнего поля, то необходимо решить следующие задачи:

1) Разработать конструкцию ЭМАП на постоянных магнитах, чтобы достичь максимально возможной величины напряженности магнитного поля.

2) Обеспечить высокую эффективность  $\varepsilon$  преобразователя.

Для выполнения данных условий мы проанализировали существующие подмагничивающие системы ЭМАП и разработали свой вариант (рис. 1).

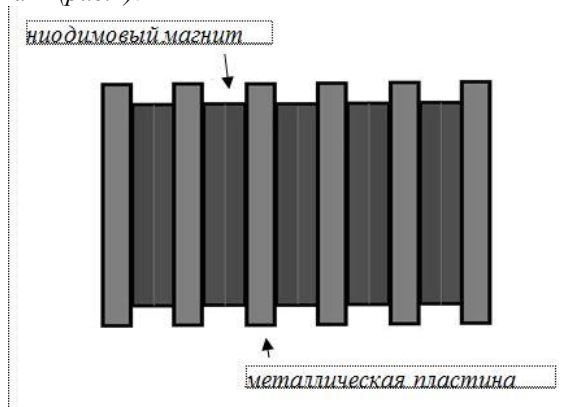


рис.1. Конструкция подмагничивающей системы преобразователя